Der Einfluß von Zusammenstößen auf die Abklingzeit der Na=Resonanzstrahlung

---

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde
genehmigt von der Philosophischen Fakultät
der Friedrich-Wilhelms-Universität
zu Berlin

Von

Fritz Duschinsky

aus Gablonz a. N., Tschechoslowakei

Tag der mündlichen Prüfung: 21. 7. 1932

Tag der Promotion: 10. 12. 1932

Dr. Emil Ebering, Berlin NW 7, Mittelstraße 29

58

Referent: Prof. Dr. P. Pringsheim

Korreferent: Prof. Dr. E. Schrödinger

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41533911_0123

Die Abklingzeit der Resonanzstrahlung von Natrium mit beigefügten Fremdgasen wurde mit dem Gaviolaschen Fluorometer gemessen. Der auslöschende Stickstoff bewirkt eine Herabsetzung der Lebensdauer, das nicht auslöschende Helium beeinflußt diese nicht. Bei Na zeigte sich von 170° C aufwärts eine Verlängerung der Abklingzeit (imprisoned radiation). Die gleichfalls untersuchte „*D*-Fluoreszenz" zeigte eine merkliche Abklingzeit, kann daher nicht einfache Streuung sein. Im Anhang werden optische Versuche mit schwingenden Quarzscheiben beschrieben.

Ziel der hier zu beschreibenden experimentellen Arbeit war es, den Einfluß beigemischter Fremdgase auf die Abklingzeit der Na-Resonanzstrahlung zu untersuchen. Ein Bedürfnis hierfür lag insofern vor, als in einigen Fällen theoretisch bestimmte Ergebnisse zu erwarten waren, die jedoch noch nicht auf direkte Weise experimentell nachgewiesen worden sind. So soll nach einer Überlegung von Stern und Volmer[1]) die Abklingzeit durch Beimischung von auslöschenden Fremdgasen kleiner werden. Dagegen war — wie in einer kürzlich erschienenen Arbeit V. Weisskopf[2]) eingehend begründet hat und wie es auch A. Jabłoński[3]) vermutet hatte — von nicht auslöschenden, jedoch linienverbreiternden Gasen (z. B. He) kein Einfluß auf die Abklingzeit der Resonanzstrahlung zu erwarten usw.

Zu den Messungen wurde die auf Veranlassung von P. Pringsheim von E. Gaviola[4]) entwickelte Fluorometermethode verwendet. Im Laufe der experimentellen Arbeit zeigte es sich, daß die zur Auswertung der Ergebnisse von Gaviola gegebene Theorie der Meßmethode in verschiedenen Punkten verbesserungsbedürftig war. Es wurde daher versucht, auf eine andere Weise eine solche zu entwickeln, wobei sich einzelne neue Gesichtspunkte ergaben. Näheres hierüber soll an anderer Stelle mitgeteilt werden. Im experimentellen Teil der Arbeit kam es hauptsächlich darauf an, die Apparatur möglichst lichtstark zu machen. Dies gelang einerseits durch Entwicklung einer besonders leistungsfähigen Lichtquelle zur Erregung der zu untersuchenden Resonanzstrahlung, andererseits durch eine geeignete

---

[1]) O. Stern u. M. Volmer, Phys. ZS. **20**, 183, 1919.
[2]) V. Weisskopf, ZS. f. Phys. **75**, 287, 1932.
[3]) A. Jabłoński, ebenda **70**, 723, 1931.
[4]) E. Gaviola, Ann. d. Phys. **81**, 681, 1926; ZS. f. Phys. **42**, 853, 1927.

Beobachtungsmethode. Versuche, die zur Hervorbringung der raschen Lichtfluktuationen verwendeten Kerrzellen durch eine andere Anordnung zu ersetzen, führten nicht zum Ziel, sollen jedoch, da sie anderweitig von Interesse sein könnten, in einem Anhang beschrieben werden.

Da die Meß*methode* in der oben erwähnten Parallelveröffentlichung von Grund auf behandelt wird, genügt es, diese hier nur in kurzen Zügen, soweit es zum Verständnis des Experiments nötig ist, zu kennzeichnen. Ausführlicher soll hier nur die experimentelle Anordnung beschrieben werden, und zwar, soweit sie sich von der von Gaviola und H. H. Hupfeld[1]) verwendeten unterscheidet.

Von allem Unwesentlichen abgesehen war die Anordnung die folgende:

Ein elektrooptischer Verschluß $N_1 - K_1 - N_2$ (Fig. 1) steuert das Licht einer Lichtquelle L so, daß dieses periodische Intensitätsschwankungen mit einer Periode $T \equiv \frac{2\pi}{\Omega} \sim 10^{-7}$ sec vollführt. N_1 und N_2 sind zueinander gekreuzte Nicols, K_1 eine Kerrzelle, an der eine Gleichspannung und darübergelagert eine hochfrequente Wechselspannung der Periode T liegt. Der den Verschluß verlassende, fluktuierende Lichtstrahl durchsetzt die halbdurchlässige Platte H, trifft auf den einige Meter von H entfernten Spiegel S auf, wird dort reflektiert, gelangt wieder über H und durch den Nicol N_3 in eine mit K_1 synchron gesteuerte zweite Kerrzelle K_2 und verläßt diese partiell (elliptisch) polarisiert. Der Polarisationsgrad des aus K_2 austretenden Lichtes kann mit einem Martensschen Polarimeter gemessen werden. Er hängt bei gleichbleibender optischer und elektrischer Justierung nur von $\Omega \cdot (t_l + \vartheta)$ ab. t_l ist hierbei die Zeit, die das Licht zum Zurücklegen der Strecke $K_1 - H - K_2$ braucht, ϑ die Zeit, die es für den Weg H—S—H benötigt, und Ω die Kreisfrequenz der Wechselspannungsquelle. Zur Messung einer Abklingzeit τ setzt man nun an die Stelle der halbdurchlässigen Platte H die zu untersuchende Substanz und regt sie durch das von L ausgehende intensitätsmodulierte Licht zum Leuchten an. Man beobachtet dann hinter K_2 einen bestimmten Polarisationsgrad, dem bei der Anordnung mit halbdurchlässiger Platte und Spiegel eine bestimmte Spiegelentfernung

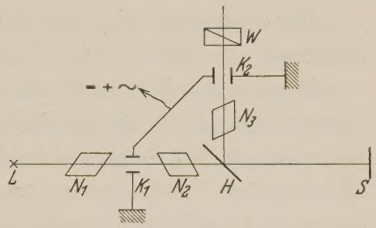

Fig. 1.

[1]) H. H. Hupfeld, ZS. f. Phys. **54**, 484, 1929.

mit der Lichtzeit ϑ entspricht. Zwischen τ und ϑ besteht der folgende Zusammenhang:

$$\cos\Omega(\vartheta + t_l) + \frac{\Omega\tau\sin\Omega t_l - \cos\Omega t_l}{1 + \Omega^2\tau^2} +$$
$$+ 0{,}104\left[\cos 2\Omega(\vartheta + t_l) + \frac{2\Omega\tau\sin 2\Omega t_l - \cos 2\Omega t_l}{1 + 4\Omega^2\tau^2}\right] = 0.$$

Diese Beziehung, deren Begründung hier nicht gegeben werden soll, gilt für Resonanzanregung und für die bei Hupfeld (l. c.) angegebene Justierung der Apparatur. Hat man also die Spiegelentfernung festgestellt, die den gleichen Polarisationsgrad hinter der zweiten Kerrzelle ergibt wie das zu untersuchende Resonanzlicht, so ist damit, falls Ω bekannt ist, durch die obige Beziehung τ bestimmt.

Eine ausführliche Begründung des ganzen Verfahrens wird — wie gesagt — in der erwähnten theoretischen Arbeit gegeben. Wegen der Justierung der Apparatur siehe auch H. H. Hupfeld (l. c.)

Der elektrische Teil. Die elektrische Anordnung lieferte eine Scheitelspannung von 2200 Volt[1]). Eine rein elektrische Kontrolle darüber, ob — wie es bei richtiger Justierung sein soll — die an den Kerrzellen liegende Vorspannung gleich der Scheitelspannung der hochfrequenten Schwingung war, war möglich durch gleichzeitiges Ablesen eines Voltmeters und eines Elektrometers. Letzteres lag parallel zu den beiden Kerrzellen und daher unter der Einwirkung der Spannung

$$V = V_1 + V_2\cos\Omega t.$$

Bei nicht zu großen Ausschlägen hatte es eine quadratische Charakteristik, d. h. der Winkel α des Ausschlages wuchs bei angelegter Spannung V so, daß

$$\alpha = \text{Const}\, V^2.$$

Das parallel zu den Kerrzellen liegende Instrument mußte sich infolgedessen auf den Winkel

$$\alpha = \text{Const}\,\overline{(V_1 + V_2\cos\Omega t)^2} = \text{Const}\,(V_1^2 + \tfrac{1}{2}V_2^2)$$

einstellen; man las einen Spannungswert V ab, der mit V_1 und V_2 in der Beziehung stand:

$$V^2 = V_1^2 + \tfrac{1}{2}V_2^2.$$

War, wie es sein sollte, $V_1 = V_2$, so mußte das mit Gleichspannung geeichte Elektrometer anzeigen:

$$V = \sqrt{\frac{3}{2}}\cdot V_1 = 1{,}225\,V_1.$$

Die Vorspannung V_1 konnte am Voltmeter abgelesen werden.

[1]) Die Senderöhren stellte die Osram-A.-G. freundlicherweise zur Verfügung.

Zur Füllung der Kerrzellen genügte es, das reinste, handelsübliche Nitrobenzol nach Durchgang durch ein Schottsches Ultrafilter zu verwenden. Das Durchschlagen der Zellen beim ersten Spannungsstoß wurde dadurch verhindert, daß die Anodenspannung nicht sofort von der unbelasteten Hochspannungsquelle auf den Sender geschaltet, sondern zuerst über einen dem inneren Widerstand der Röhren gleichen Widerstand zur Erde abgeleitet wurde. Erst von diesem Belastungswiderstand wurde die Spannung auf den Sender umgeschaltet, und zwar so, daß während des Schaltens einen Augenblick Sender und Widerstand gleichzeitig eingeschaltet waren.

Die Isolierfähigkeit des Nitrobenzols wurde im Laufe des Betriebes immer besser, dagegen änderte sich die Farbe der Flüssigkeit von Blaßgelb bis Braun, so daß diese öfter ausgewechselt werden mußte.

Die Lichtquelle. Als Lichtquelle diente zuerst die von Lochte-Holtgreven angegebene Natriumlampe[1]). Doch war es mit dieser nicht möglich, Resonanzstrahlung mit der nötigen Intensität anzuregen, da man die Lampe nur schwach belasten kann. Bringt man die Stromstärke in die Größenordnung von $\frac{1}{2}$ bis 1 Amp., so dampft das Natrium von der Kathode weg, diese verliert ihre Aktivität und nach kurzer Zeit wird der Kathodenfall so groß, daß selbst bei angelegter Hochspannung nur noch einige Milliampere durch die Entladung gehen.

Nachdem eine Reihe von verschiedenen Modellen mit kalter Kathode nicht zum Ziel geführt hatten, gelang die Konstruktion einer Lichtquelle, die allen Anforderungen entsprach, mit Hilfe aktivierter Glühkathoden zusammen mit einem natriumfesten Spezialglas. Beides stellte die Osram A.-G. in liebenswürdiger Weise zur Verfügung[2]).

In Fig. 2 ist die Lampe schematisch in Grund- und Aufriß eingezeichnet. G ist die Glühkathode, K der durch einen Spalt S unterbrochene Entladungsraum, A die Anode, P ein zur Pumpe und einem Edelgasbehälter führendes Rohr; B und C sind Anschlüsse an eine Zirkulationspumpe. Die beiden zum Teil konischen Stücke K — sie sind, um mechanisch zusammenzuhalten, durch zwei (nicht eingezeichnete) dünne Stege miteinander verbunden — sind aus reinem Nickel gedreht und über die Glasrohransätze R_1 und R_2 lose darüber geschoben. Die Anode A ist ein Zylinder aus gewelltem Nickelblech. In N wurde ein einseitig offenes Glasröhrchen

[1]) Siehe Hupfeld, l. c.

[2]) Ich möchte auch an dieser Stelle nochmals Herrn Prof. Pirani und Herrn Dr. Ewest für die bereitwillige Hilfe und für wertvolle Ratschläge bestens danken.

mit reinem, entgastem Natrium mit der Öffnung nach unten eingebracht. Darauf wurde N oben zugeschmolzen und die ganze Lampe evakuiert. Durch Erhitzen des hinteren Teiles der Lampe schmolz das Natrium und floß auf den Boden des Kathodenraumes, worauf das Rohr N an der Verengung abgeschmolzen werden konnte. (Die ganze hintere Hälfte der Lampe bestand aus natriumfestem Glas.) Als Füllgas wurde Argon von etwa ? mm Druck verwendet. (Ar ist günstiger als He oder Ne, da es bei der gleichen Spannung größere Stromstärken liefert.) Eine Quecksilber-Dampfstrahlpumpe brachte das Edelgas in dem durch Pfeile angedeuteten Sinn zur Zirkulation, wodurch — wie bei der Lampe von Lochte-Holtgreven — die Selbstumkehr der D-Linien verringert und ein Vordringen des Natriumdampfes in die vordere Glaskugel verhindert wurde. Die Vorderfläche dieser Glaskugel gestattete hinreichend gute optische Abbildung.

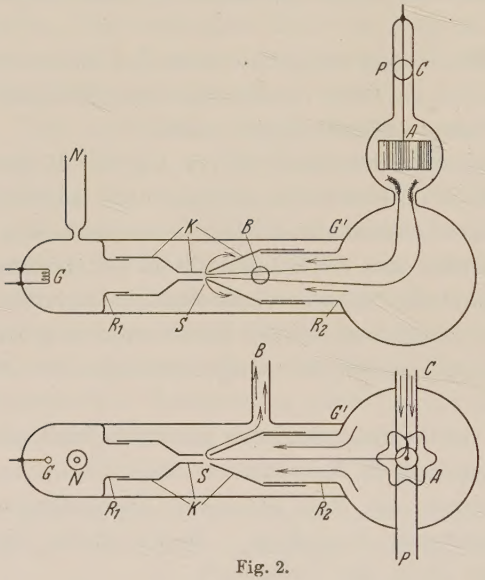

Fig. 2.

Die Lampe lag an 440 Volt und wurde mit 2,4 Amp. betrieben, was bei S einer Stromdichte von 6,2 Amp./cm^2 entsprach. Der hintere Teil bis zum Absaugrohr steckte in einem elektrischen Ofen und wurde auf 280° C geheizt. (Die Lampe nach Lochte-Holtgreven hatte bei maximaler Belastung eine Stromdichte von 1,5 Amp./cm^2 und eine Lebensdauer von etwa 1h. Bei einer Lampe ähnlicher Bauart, jedoch ganz aus (natriumfestem) Glas, wurde das vom Kathodenraum zum Spalt führende innere Rohr von 1 cm Durchmesser bei einer Stromdichte von 2 Amp./cm^2 so heiß, daß es sich abwärts bog.) Bei der hier beschriebenen Lampe waren alle Glasröhren weit genug, um eine zu große Erhitzung zu vermeiden. Möglichst groß wurde besonders der Durchmesser des Rohrstückes R_2 gewählt, um für das Licht einen hinreichend großen Austrittswinkel freizugeben. Das Stück K wird wegen der guten metallischen Wärmeleitung auch an den Enden ziemlich heiß und darf daher nicht zu nahe an die empfindliche

Stelle G' heranreichen. (Auch die Anode, die, wenn man ihre Oberfläche nicht groß genug macht, gelbglühend werden kann, darf nicht zu nah an G' gebracht werden.) Die metallische Wärmeleitung und -abstrahlung dürfte auch der Grund sein, warum diese Lampe von außen geheizt werden muß, um auf hinreichend hohen Natriumdampfdruck zu kommen, während bei einer Konstruktion, die kein Metall enthält, die Temperatur ohne äußere Heizung so hoch wird, daß das Glas innen weich wird. Es ist übrigens günstig, die Lampe schon vor dem Zünden zu heizen, da dann die Entladung sofort stabil brennt und sich weniger leicht an nicht aktivierte Stellen der Kathode ansetzt (was zu deren rascher Zerstörung führen würde).

In die Zirkulationsleitung eingeschaltet war eine Kugel mit zwei einander im Abstand von 0,5 cm gegenüberstehenden klötzchenförmigen Elektroden aus reinem Magnesium. Durch einen Lichtbogen, der zwischen diesen Elektroden gezündet werden konnte, war es möglich, das vorbeiströmende Edelgas in kaum einer Minute von den im Laufe des Betriebes angenommenen Verunreinigungen wieder zu befreien. Diese Vorrichtung funktionierte gut, wenn der Lichtbogen sofort zündete; bildete sich aber eine Glimmentladung, so hatte diese genau die entgegengesetzte Wirkung: die Elektroden gaben in kurzer Zeit solche Mengen von Fremdgasen ab, daß die Lampe von neuem gefüllt werden mußte. Die Magnesiumklötzchen waren auf den durch das Glas durchgeführten Wolframdraht aufgeklemmt. Von der Durchführung bis knapp zu dem Magnesiumstück mußte der Draht durch ein dünnes, einseitig offenes Glasröhrchen elektrostatisch geschützt werden (Fig. 3). Ein solcher Schutz ist bei Verwendung von kalten Elektroden bei Entladungen in Edelgasen fast immer nötig, da sich der Lichtbogen mit Vorliebe an die Einführung der Elektroden knapp an der Glaswand ansetzt, wobei diese natürlich sofort springt.

Fig. 3.

Die beschriebene Lichtquelle war von ausreichender Intensität, um zusammen mit dem im folgenden zu beschreibenden lichtstarken Polarimeter alle an der Resonanzstrahlung vorzunehmenden Messungen zu ermöglichen.

Das Polarimeter. Das Martenssche Polarimeter besteht bekanntlich im wesentlichen aus einem Wollastonprisma W (Fig. 1) und einem (in Fig. 1 nicht eingezeichneten) drehbaren Nicol, mit dem das Intensitätsverhältnis der beiden Bilder durch Einstellung auf gleiche Helligkeit ausgemessen werden kann. Die Hauptschwingungsrichtung des einen Gesichtsfeldes des Wollastonprismas wird parallel zu der des Nicols N_3 gestellt. Die in

diesem Gesichtsfeld beobachtbare Intensität soll $\overline{J^{\parallel}}$ genannt werden. (Die Bezeichnungen sind im Hinblick auf die erwähnte theoretische Arbeit gewählt.) Die Intensität in dem anderen Gesichtsfeld (dessen Hauptschwingungsrichtung zu der von N_3 gekreuzt ist) soll mit $\overline{J^{\times}}$ bezeichnet werden. Nun kann man sich leicht überlegen, daß mindestens die Hälfte der Intensität durch den Photometernicol verlorengeht, was höchst unerwünscht ist, wenn die zur Verfügung stehende Intensität ohnehin schon so klein ist, daß man bei direkter Betrachtung des Wollastonprismas (d. h. ohne Photometernicol) die beiden Bilder gerade eben noch wahrnehmen kann.

Nun könnte man zwar die Frequenz Ω des Senders so wählen, daß sich für das zu untersuchende Material gerade das Intensitätsverhältnis $\overline{J^{\times}}/\overline{J^{\parallel}} = 1$ einstellt. Experimentell wäre es aber zu schwierig, bei der nötigen elektrischen Justierung die Frequenz stetig veränderlich zu machen. Hingegen kann man sie leicht so wählen, daß sich sehr annähernd das Intensitätsverhältnis 1 einstellt. Ein lichtstarkes Photometer hätte man nun in einem Wollastonprisma zusammen mit einer Einrichtung, die es gestattet, durch meßbare Schwächung den kleinen Intensitätsüberschuß des einen Gesichtsfeldes zu vernichten, ohne die Intensität des anderen zu beeinflussen (denn es soll ja so wenig als möglich verlorengehen). Eine Einrichtung, die diese Bedingungen sehr weitgehend erfüllt, wäre ein parallel zur optischen Achse geschnittener, stark dichroitischer Kristall. Ein solcher absorbiert bekanntlich sehr verschieden stark, je nachdem, ob man senkrecht oder parallel zur optischen Achse polarisiertes Licht durch ihn hindurchschickt. Dieses unterschiedliche Verhalten ist um so ausgeprägter, je dicker der Kristall ist. Eine Platte variabler Dicke bilden nun zwei gegeneinander verschiebbare Keile. Setzt man diese vor das Wollastonprisma, und zwar die Hauptabsorptionsrichtung parallel zur Polarisationsrichtung des helleren Gesichtsfeldes, so muß es, falls der Intensitätsunterschied nicht zu groß ist, möglich sein, durch geeignete Dickeneinstellung des Doppelkeiles die beiden Gesichtsfelder auf gleiche Helligkeit zu bringen und zwar im wesentlichen nur unter Schwächung des einen.

Ein für den geschilderten Zweck besonders geeigneter Kristall ist der Turmalin. Aus Daten, die dem Handbuch der Mineralogie von Hintze entnommen wurden, ergibt sich folgendes: Will man dem festen Keil eine Oberfläche von 1×1 cm^2 geben, so muß der bewegliche Keil eine Länge von $l = 3{,}95$ cm und der feste eine Dicke von $d = 0{,}0118$ cm haben (Fig. 4), wenn man Intensitätsverhältnisse in einem Bereich von $\overline{J^{\times}}/\overline{J^{\parallel}} = 1{,}33$

bis 3,00 noch ausgleichen will. (Das entspricht am Martensschen Polarimeter Einstellwinkeln von 49° bis 60°.) Natürlich bleibt die Intensität $\overline{J^{\parallel}}$ nicht ganz erhalten, aber sie wird wirklich nur sehr wenig geschwächt. Beim Ausgleich von $\overline{J^{\times}}/\overline{J^{\parallel}} = 3{,}00$ z. B. geht von $\overline{J^{\parallel}}$ 16% verloren, beim Ausgleich von $\overline{J^{\times}}/\overline{J^{\parallel}} = 1{,}33$ nur 5%.

Leider gestatteten die Mittel des Instituts nicht die Anschaffung der nötigen Turmalinkristalle. Nach einem Vorschlag von Herrn A. F. Turner wurde daher eine etwas andere Ausgleichsmethode angewandt, bei der man mit einer einzigen dünnen Platte auskommt; allerdings steht diesem Vorteil der Nachteil etwas größerer Lichtverluste gegenüber.

Die Turmalinplatte, die wieder parallel zur optischen Achse geschnitten sein muß, wird im Martensschen Polarimeter an die Stelle des Photometernicols gesetzt, so daß sie um eine auf ihrer Ebene senkrecht stehende Achse

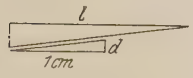

Fig. 4.

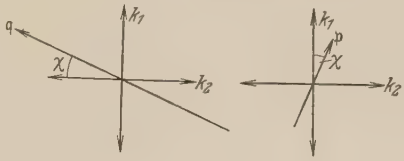

Fig. 5.

gedreht werden kann. Es sei in Fig. 5 k_2 die Richtung der (in der Ebene der Turmalinplatte liegenden) optischen Achse, k_1 die darauf senkrechte Richtung. Dann wird bei Turmalin in der Richtung k_2 schwingendes Licht schwach, in der Richtung k_1 schwingendes Licht stark absorbiert. k_2 bzw. k_1 soll gleichzeitig die Durchlässigkeit bezeichnen, d. h. die Intensität, die bei Einfall von in der betreffenden Richtung schwingendem Licht der Intensität 1 durchgelassen wird. Es sei ferner q der Lichtvektor des linken, p der des rechten Gesichtsfeldes des Wollastonprismas, so daß

$$\overline{\mathfrak{q}^2} = J^{\times}, \quad \overline{\mathfrak{p}^2} = \overline{J^{\parallel}}.$$

(Durch Überstreichen soll aus einer Größe ihr Mittelwert über die Zeit $2\pi/\Omega$ werden.) Um nun auszurechnen, wieviel von dem z. B. in der Richtung von q schwingenden Licht durch die Turmalinplatte durchgelassen wird, zerlegt man den Vektor q in Komponenten nach den Richtungen k_1 und k_2 und addiert die von diesen beiden Polarisationsrichtungen durchgelassenen Intensitäten. Von der Intensität $\overline{J^{\times}}$ bzw. $\overline{J^{\parallel}}$ läßt die Turmalinplatte also durch:

$$i^{\times} = k_1 \overline{\mathfrak{q}^2} \sin^2\chi + k_2 \overline{\mathfrak{q}^2} \cos^2\chi,$$
$$i^{\parallel} = k_1 \overline{\mathfrak{p}^2} \cos^2\chi + k_2 \overline{\mathfrak{p}^2} \sin^2\chi.$$

Stellt man den Winkel χ so ein, daß beide Gesichtsfelder gleich hell werden, so ist $i^{\times} = i^{\shortparallel}$ und man erhält die Bedingungsgleichung:

$$\overline{J^{\times}}\,(k_1 \sin^2\chi + k_2 \cos^2\chi) = \overline{J^{\shortparallel}}\,(k_1 \cos^2\chi + k_2 \sin^2\chi).$$

Nach Division durch $k_2 \cos^2\chi$ und Auflösung nach $\mathrm{tg}^2\chi$ wird hieraus schließlich:

$$\mathrm{tg}^2\chi = \frac{k\overline{J^{\shortparallel}} - \overline{J^{\times}}}{k\overline{J^{\times}} - \overline{J^{\shortparallel}}} \qquad \left[k = \frac{k_1}{k_2}\right]. \tag{*}$$

Für ein Nicolsches Prisma an Stelle der Turmalinplatte wäre $k = 0$. Für diesen Fall geht (*) über in die Formel für das Martenssche Polarimeter:

$$\mathrm{tg}^2\,\Phi = \frac{\overline{J^{\times}}}{\overline{J^{\shortparallel}}}. \tag{**}$$

Für die Drehwinkel 0 und 90^0 wirkt die Turmalinplatte genau so wie der Doppelkeil: Von der einen Polarisationsrichtung wird sehr viel absorbiert, von der anderen fast gar nichts. In jeder Zwischenstellung des Drehwinkels wird leider von beiden ein Teil absorbiert (allerdings immer noch beträchtlich weniger als durch einen Nicol). Um die Messungen mit der Turmalinplatte mit der durch das Martenssche Polarimeter empirisch aufgenommenen Spiegelkurve, d. h. der Abhängigkeit $\Phi(\vartheta)$, vergleichen zu können, ist es nötig, χ mit Φ in Zusammenhang zu bringen, wobei wieder χ der für ein und denselben Polarisationsgrad sich ergebende Drehwinkel des Turmalinpolarimeters, Φ der des Martensschen Polarimeters sein soll. Dies geschieht durch die beiden Gleichungen (*) und (**). Aus ihnen folgt:

$$\mathrm{tg}^2\,\Phi = \frac{k + \mathrm{tg}^2\chi}{k\,\mathrm{tg}^2\chi + 1}.$$

Die Konstante k für die verwendete Turmalinplatte wurde aus Vergleichsmessungen mit dem Martensschen Polarimeter bestimmt. Einem Winkel von $\chi = 0^0$ entspricht ein Wert von $\Phi = 37^0$, woraus sich für $k = \mathrm{tg}\,37^0 = 0{,}57$ ergibt. Den gleichen Wert erhält man aus $\chi = 90^0$ und dem entsprechenden $\Phi = 53^0$ $(1/k = \mathrm{tg}^2\,53^0 = 1{,}74,\ k = 0{,}57)$.

Meßergebnisse. Gemessen wurde die Abklingzeit der Na-Resonanzstrahlung einmal bei Zusatz eines auslöschenden Gases (N_2) und einmal bei Zusatz eines nicht auslöschenden Edelgases (He). Unmittelbar nach jeder der beiden Meßreihen wurde bei derselben Justierung eine solche für reines Na aufgenommen. Die Messungen folgten in gleichen Zeitabständen von 8 bis 10 Minuten aufeinander, so daß das Nitrobenzol der Kerrzellen am Anfang jeder Messung die gleiche Temperatur hatte. Am Anfang (nach

einigen Blindmessungen) und am Ende jeder Meßreihe wurde die Einstellung Φ_0 des Martensschen Polarimeters für $\vartheta = 0$ notiert. Bei der Aufnahme der Spiegelkurve (Fig. 6) wurde gleichfalls zwischen je zwei Meßwerten zur Kontrolle der Drehwinkel Φ_0 bestimmt und der vorhergehende Meßwert mittels dieses Φ_0-Wertes auf ein $\Phi_0 = 63^0$ reduziert. D. h.: Folgte auf einen Winkel von beispielsweise 50^0 ein $\Phi_0 = 60^0$, so wurde in die Spiegelkurve nicht 50^0, sondern $63/60 \cdot 50^0 = 52{,}5^0$ eingetragen. Die gleiche Reduktion auf $\Phi_0 = 63^0$ wurde auch bei den eigentlichen Messungen am Natrium vorgenommen.

In den Tabellen 1 bis 3 ist χ der Drehwinkel für die Turmalinplatte, Δ der mittlere Fehler einer Messung von χ, Φ der entsprechende Drehwinkel für das Martenssche Polarimeter, Φ_{red} derselbe Winkel nach der Reduktion auf $\Phi_0 = 63^0$, w die Entfernung $H—S$ (Fig. 1) in Metern. $2\,w/c = \vartheta$ ist die Zeit, die das Licht (hin und zurück) für diesen Weg braucht, und daher $\Omega\vartheta = \dfrac{4\pi w}{\Lambda} = 0{,}433\,w$ (es war Λ, die Wellenlänge des Senders, gleich 29 m). Die Entfernung von der ersten Kerrzelle bis zur halbdurchlässigen Platte und von dieser zur zweiten Zelle entsprach einer optischen Weglänge von etwa 1,50 m, was einem Ωt_l von $1{,}50 \cdot \dfrac{2\pi}{\Lambda} = 0{,}325$ gleichkommt.

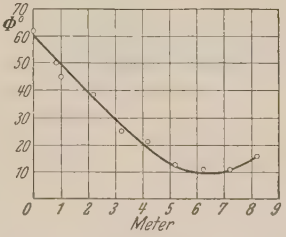

Fig. 6.

Tabelle 1.

Na + 2,5 mm N_2 (135°)			Na (136°)		
χ	Δ	Δ^2	χ	Δ	Δ^2
73	17	289	40	6	36
63	5	25	20	14	196
50	6	36	40	6	36
57	1	1	37	3	9
48	8	64	27	7	49
47	9	81	40	6	36
Summe 338	—	496	Summe 204	—	362
$\chi = 55{,}5^0 \pm 10^0$			$\chi = 34^0 \pm 8{,}5^0$		
$\Phi = 48^0 \pm 2{,}5^0$			$\Phi = 42^0 \pm 2{,}5^0$		
$\Phi_{\text{red}} = 50^0 \pm 2{,}5^0$			$\Phi_{\text{red}} = 44{,}5^0 \pm 2{,}5^0$		
$w = 0{,}5 \div 1{,}5$			$w = 0{,}9 \div 2{,}1$		
$\Omega\vartheta = 0{,}22 \div 0{,}65$			$\Omega\vartheta = 0{,}39 \div 0{,}91$		
$\Omega\tau = 0{,}18 \div 0{,}38 \div 0{,}64$			$\Omega\tau = 0{,}33 \div 0{,}64 \div 1{,}12$		
$\tau = \left(5{,}8\ {}^{+4{,}1}_{-3{,}0}\right) \cdot 10^{-9}$ sec			$\tau = \left(9{,}9\ {}^{+7{,}3}_{-4{,}8}\right) \cdot 10^{-9}$ sec		

Tabelle 2.

Na + 12 mm He (132°)			Na (135°)		
χ	Δ	Δ^2	χ	Δ	Δ^2
49	2	4	50	5	25
42	5	25	33	12	144
56	6	36	45	0	0
40	7	49	45	0	0
44	3	9	50	5	25
49	2	4	50	5	25
Summe 280	—	127	Summe 273	—	219

$\chi = 47^0 \pm 5^0$
$\Phi = 45^0 \pm 1{,}5^0$
$\Phi_{red} = 48^0 \pm 1{,}5^0$
$w = 0{,}7 \div 1{,}7$
$\Omega\vartheta = 0{,}30 \div 0{,}74$
$\Omega\tau = 0{,}25 \div 0{,}47 \div 0{,}78$

$\tau = \left(7{,}2 \begin{matrix} +4{,}0 \\ -3{,}4 \end{matrix}\right) \cdot 10^{-9}$ sec

$\chi = 45^0 \pm 7^0$
$\Phi = 45^0 \pm 2^0$
$\Phi_{red} = 47^0 \pm 2^0$
$w = 0{,}8 \div 1{,}8$
$\Omega\vartheta = 0{,}35 \div 0{,}78$
$\Omega\tau = 0{,}30 \div 0{,}52 \div 0{,}84$

$\tau = \left(8{,}0 \begin{matrix} +4{,}9 \\ -3{,}4 \end{matrix}\right) \cdot 10^{-9}$ sec

Tabelle 3.

Na (134°)		
χ	Δ	Δ^2
42	18	324
56	4	16
59	1	1
68	8	64
56	4	16
77	17	289
Summe 358	—	710

$\chi = 60^0 \pm 12^0$
$\Phi = 49^0 \pm 3^0$
$\Phi_{red} = 47^0 \pm 3^0$
$w = 0{,}7 \div 1{,}8$
$\Omega\vartheta = 0{,}30 \div 0{,}78$
$\Omega\tau = 0{,}25 \div 0{,}50 \div 0{,}84$

$\tau = \left(7{,}7 \begin{matrix} +5{,}2 \\ -3{,}9 \end{matrix}\right) \cdot 10^{-9}$ sec

Der in den Tabellen 1 bis 3 angegebene Bereich für w entspricht der Summe der bei der Messung von χ und beim Aufnehmen der Spiegelkurve begangenen mittleren Fehler einer Einzelmessung. Bei letzterer beträgt dieser $\pm 3^0$. In Tabelle 1 z. B. entspricht der angegebene Bereich von w

einem mittleren Fehler von $\pm 2{,}5^0 \pm 3^0 = \pm 5{,}5^0$. Diese durch Addition der mittleren Fehler von Einzelmessungen entstandenen Werte können als äußerste Fehlergrenzen angesehen werden, denn berechnet man nach den Vorschriften der Ausgleichsrechnung den *mittleren* Fehler, so ergibt sich ungefähr ein Drittel davon. Bei der Bestimmung von $\Omega\tau$ aus $\Omega\vartheta$ werden die Fehlergrenzen noch weiter, denn die mittlere Steilheit der Funktion $\Omega\tau$ ($\Omega\vartheta$) ist größer als 1. Wieviel das ausmachen kann, sieht man am deutlichsten bei den Werten für Na in Tabelle 1. Hier entspricht einem $\Omega\vartheta$-Bereich von 0,52 ein $\Omega\tau$-Bereich von 0,79. Die mittlere der für $\Omega\tau$ angegebenen drei Zahlen entspricht dem arithmetischen Mittel der beiden äußersten $\Omega\vartheta$-Werte. Da die Kurve $\Omega\tau$ ($\Omega\vartheta$) für große $\Omega\vartheta$ steiler verläuft als für kleine, liegt der wahrscheinliche Wert von $\Omega\tau$ nicht in der Mitte des durch den ersten und dritten Wert angegebenen Fehlerbereiches. In den Tabellen 1 und 2 sind links die Daten für Natrium mit Fremdgas und rechts die für die unmittelbar darauffolgende Kontrollreihe mit reinem Natrium eingetragen.

Über die Ergebnisse ist im allgemeinen zu sagen, daß sie den Erwartungen entsprechen. Bei Auslöschung der Resonanzstrahlung durch Stickstoff vom Halbwertsdruck war nach Stern und Volmer[1]) ein Herabsinken der Lebensdauer auf die Hälfte zu erwarten. Nun sind die Messungen leider nicht genau genug, um festzustellen, ob sich diese Erwartung quantitativ bestätigt; qualitativ kann man das ohne Zweifel annehmen, denn für den relativen Wert zweier aufeinanderfolgender Meßreihen sind die Fehler wesentlich kleiner. In das Verhältnis zweier unmittelbar aufeinander gemessener Größen geht nämlich der Fehler der Spiegelkurve praktisch nicht mit ein. Unter Berücksichtigung der Fehler von χ allein ergibt sich nach den Werten der Tabelle 1:

$$\frac{\tau_{Na+N_2}}{\tau_{Na}} = \frac{5{,}8\begin{cases}+1{,}9\\-1{,}6\end{cases}}{9{,}9\begin{cases}+3{,}0\\-2{,}5\end{cases}}.$$

Hier und bei dem folgenden Bruch sind wieder die mittleren Fehler kleiner und zwar um etwas mehr als die Hälfte.

Für das stark verbreiternde, aber nicht auslöschende Helium (der Druck war 12 mm) wurde

$$\frac{\tau_{Na+He}}{\tau_{Na}} = \frac{7{,}2\begin{cases}+1{,}6\\-1{,}4\end{cases}}{8{,}0\begin{cases}+1{,}8\\-1{,}4\end{cases}}.$$

[1]) l. c.

Dem innerhalb der Fehlergrenzen liegenden Unterschied von 10% zwischen Nenner und Zähler dürfte keine reelle Bedeutung zukommen, so daß man sagen kann, daß es Stöße zwischen den Gasatomen geben muß, die zwar die Spektrallinie verbreitern, aber weder auslöschen noch die Lebensdauer verändern (s. V. Weisskopf, l. c.).

Rechnet man aus den drei angegebenen Werten für reines Na den wahrscheinlichsten Wert aus, indem man unter Benutzung der reziproken Quadrate der mittleren Fehler als Gewichte deren Mittelwert bestimmt, so ergibt sich für τ_{Na}:

$$\tau_{Na} = \left(8{,}2 \begin{matrix} + 3{,}2 \\ - 2{,}2 \end{matrix}\right) \cdot 10^{-9} \text{ sec.}$$

Die angegebenen Grenzen sind das Dreifache des mittleren Fehlers und dürften somit hinreichend weit gesteckt sein. Der von Hupfeld[1]) gefundene Wert für Na war $(1{,}5 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-8}$ sec, also wesentlich größer. Das dürfte daran liegen, daß Hupfeld bei viel höheren Dampfdrucken gemessen hat — er gibt als Temperatur 190 bis 200° C an —, bei denen die wiederholte Reemission sicher schon eine Rolle spielt und eine größere Lebensdauer vortäuschen kann[2]). Leider gibt Hupfeld nicht an, wie er zu den Fehlergrenzen von $\pm 0{,}3 \cdot 10^{-8}$ sec kommt; in Anbetracht seiner Meßmethode — er arbeitete ohne Photometernicol und änderte nur die Frequenz des Senders in diskreten Intervallen, bis beide Gesichtsfelder des Wollastonprismas gleich hell wurden — scheinen diese recht eng gefaßt zu sein. Er setzt ferner $\tau = \vartheta$. Falls seine Apparatur richtig justiert war, entspricht gleicher Helligkeit der beiden Gesichtsfelder ein Drehwinkel von 45° und dieser einem $\Omega\vartheta \approx 0{,}7$. In der Nähe dieses $\Omega\vartheta$-Wertes ist in der Tat $\Omega\tau \approx \Omega\vartheta$, so daß also in diesem Falle aus der Gleichsetzung von τ und ϑ kein größerer Fehler entstehen kann.

Das Vorhandensein der „Lichtquantendiffusion" konnte im Laufe der hier beschriebenen Versuche bestätigt werden; es zeigte sich bei allmählicher Erhöhung der Temperatur des Resonanzgefäßes von 170° an ein merkliches Längerwerden der Abklingzeit. Die Versuche wurden nur qualitativ durchgeführt.

Ferner ließ sich durch gleichfalls qualitative Versuche eine Entscheidung über die Natur der von P. Pringsheim und A. Jabłoński[3]) entdeckten „D-Fluoreszenz" erbringen. Die für die anderen Versuche verwendete

[1]) l. c.

[2]) Literatur bei C. Kenty, Phys. Rev. **40**, 633, 1932.

[3]) A. Jabłoński u. P. Pringsheim, ZS. f. Phys. **73**, 281, 1931; **70**, 593, 1931.

Natriumlampe war für diesen Zweck nicht sehr geeignet, denn hier kommt es ja auf große Intensität in den Linienflanken der erregenden Lichtquelle — und nicht in der Linienmitte — an. Trotzdem war die Intensität ausreichend, um festzustellen, daß die (bei einer Temperatur von 300° C) gemessene Abklingzeit dieser Strahlung gleich oder größer als die der Resonanzstrahlung sein muß. Eine scheinbare Verlängerung der Lebensdauer durch Quantendiffusion kommt hier nicht in Betracht, da das Leuchten in dem Resonanzgefäß einen scharfen Strahl bildet, was eben ein Zeichen dafür ist, daß wiederholte Absorptions- und Reemissionsakte nicht vorkommen. Es kann sich demnach bei der „*D*-Fluoreszenz" auf keinen Fall um Streuung handeln, denn dann hätte sich die Lebensdauer Null ergeben, was sehr deutlich zu merken gewesen wäre. Genau genommen kann man bei Streuung nicht von einer Lebensdauer sprechen; man kann aber sagen, daß sich in bezug auf die Phasenverhältnisse (und auf diese allein kommt es — wie in dem schon mehrfach erwähnten theoretischen Teil dieser Arbeit gezeigt wird — bei allen Fluorometern an) Streuung genau so verhält wie Resonanzstrahlung mit verschwindender Abklingzeit, d. h. unendlich großer Dämpfung.

Zum Schluß muß noch bemerkt werden: Bei der Gaviolaschen Methode wird das Atom in einem stationären Zustand beobachtet, und aus gewissen Phasenverschiebungen werden Schlüsse auf die Konstante τ gezogen. Diese sind eindeutig, wenn man dem Atom die für den linearen Oszillator gültige Voraussetzung zugrundelegt, daß es (bei Resonanzanregung) der bekannten Schwingungsdifferentialgleichung mit den zwei Parametern Eigenfrequenz und Dämpfung gehorcht. Verhält sich das Atom anders, d. h. sind zur Beschreibung des in Betracht kommenden stationären Zustandes mehr als diese zwei Parameter erforderlich, so gibt der auf die beschriebene Weise bestimmte τ-Wert die Abklingzeit nur in der Näherung wieder, in der diese zwei Parameter allein zur Beschreibung ausreichen. Bei den Messungen am reinen Na hat man ein ungestörtes Atom vor sich und es gelten sicher alle (im theoretischen Teil dieser Arbeit gemachten) Voraussetzungen. Der Dopplereffekt, der immer vorhanden ist, kommt nur einer kleinen Änderung in der Linienform der erregenden Lichtquelle gleich und beeinflußt, wie man zeigen kann, das Resultat nicht.

Daß man bei Zusatz eines auslöschenden Fremdgases das Atom als linearen Oszillator mit erhöhter Dämpfung auffassen darf, ist *wellenmäßig* bisher noch nicht gezeigt worden; desgleichen wäre es zur korrekten Deutung des für Na mit Heliumzusatz erhaltenen Meßergebnisses nötig, das Verhalten des Atomverbandes bei der hier verwendeten Anregungsart wellen-

mäßig zu berechnen, was auf Grund der zitierten Arbeit von V. Weisskopf leicht durchführbar sein dürfte.

Anhang.

Die größte Fehlerquelle am ganzen Fluorometer bilden die Kerrzellen. Sie werden nach Anlegen der hochfrequenten Spannung in kurzer Zeit warm, so daß immer nur einige Sekunden beobachtet werden kann (denn mit der Temperatur des Nitrobenzols ändert sich stark dessen Dielektrizitäts- und Kerrkonstante und damit die ganze Justierung). Ein Versuch, die Kerrzelle durch eine andere, exakter arbeitende Vorrichtung zu ersetzen, führte zwar nicht zu dem gewünschten Erfolg, soll aber, da er an sich ganz interessant ist, kurz beschrieben werden.

Wird ein Quarzkristall komprimiert oder dilatiert, so ändert er seine Doppelbrechung. Stellt man zwei parallel zur optischen Achse geschnittene, genau gleich dicke, Quarzplatten so hintereinander auf, daß ihre Ebenen parallel, ihre optischen Achsen aber normal zueinander stehen, so verhalten sie sich für senkrecht durchtretende Lichtstrahlen wie ein optisch isotropes Medium. Stellt man die beiden Platten in geeigneter Weise zwischen gekreuzte Nicols, so geht erst dann durch die ganze Anordnung Licht hindurch, wenn man die Doppelbrechung der einen Platte ändert. Geschieht dies periodisch, so hat man denselben Effekt wie beim Anlegen einer Wechselspannung an zwischen gekreuzten Nicols befindliche Kerrzellen. Experimentell läßt sich eine periodische Kompression und Dilatation verwirklichen, indem man durch Anlegen eines hochfrequenten elektrischen Feldes den einen Quarz Piezoschwingungen ausführen läßt.

Die Versuche wurden mit zwei dünnen, quadratischen, hochglanzpolierten Quarzblättchen der Eigenfrequenz $\nu = 7{,}14 \cdot 10^6$ durchgeführt, welche von der Firma Loewe-Radio (Berlin-Steglitz) in präzisester Ausführung freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurden. Das schwingende Blättchen stand senkrecht (und lose) mit dem Rand zwischen zwei Kondensatorplatten — wie es Fig. 7 (von oben gesehen) zeigt. Der größte Teil des Blättchens blieb für die Durchsicht frei. Geriet dieses nun in Schwingungen, so bildeten sich stehende Wellen auf seiner Oberfläche und durch die Stellen größter Kompression bzw. Dilatation wurde Licht durchgelassen[1]). Die Fig. 8ff. zeigen das durch den Analysatornicol hindurch photographierte schwingende Blättchen. Man sieht, daß die Schallwellenlänge im Quarz

Fig. 7.

[1]) Ähnliche Versuche bei E. P. Tawil, C. R. **183**, 1099, 1926.

— deren nach den verschiedenen Richtungen verschiedener Wert sich übrigens aus den Aufnahmen bestimmen läßt — zu klein ist, um an der Stelle eines Schwingungsbauches genügend Licht durchzulassen. Nun ist anzunehmen, daß alle Punkte des Kristalls gleichzeitig durch die Ruhelage gehen, so daß auch ein Lichtbündel, das die ganze Plattenoberfläche durchsetzt, periodisch unterbrochen werden müßte. Versuche, durch Hin- und Zurückschicken eines Lichtstrahles durch denselben schwingenden Verschluß

Fig. 8.

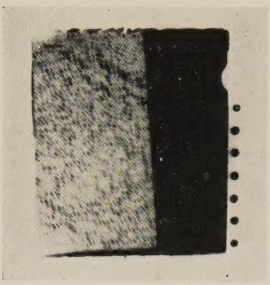

Fig. 9.

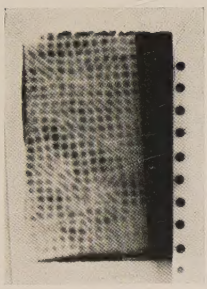

Fig. 10.

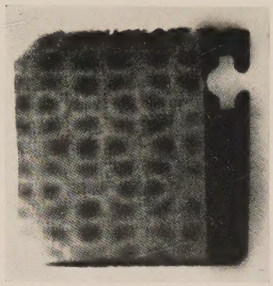

Fig. 11.

eine Spiegelkurve aufzunehmen, scheiterten an der zu geringen *Flächenhelligkeit*. Um Schwingungsbäuche zu erzielen, die in ihrer Ausdehnung eine Öffnung von derselben Größe ergäben, wie sie die hier verwendeten Kerrzellen hatten, müßte man eine vier- bis fünfmal kleinere Frequenz anwenden. Von einer Frequenz von $1{,}5 \cdot 10^6$ aufwärts aber wäre die Einrichtung ein idealer Kerrzellenersatz, denn der Quarz läßt sich leicht stundenlang mit vollkommener Konstanz im Schwingen erhalten.

Die verwendeten Quarzplatten hatten mehrere, in der Frequenz unmittelbar benachbarte Eigenschwingungen, die man bei kleiner Änderung

der elektrischen Konstanten des Senders sprunghaft ineinander überführen konnte. Fig. 8 und 9 zeigen die zu zwei solchen Nachbarfrequenzen gehörigen Schwingungsbilder. Hin und wieder stellte sich beim Übergang auf die Nachbarfrequenz ein labiler Zwischenzustand ein, der manchmal auf die eine, manchmal auf die andere Frequenz übersprang und schwer zu reproduzieren war. Es zeigten sich dabei die mannigfaltigsten Schwingungsformen, von denen viele festgehalten werden konnten. Diese labilen Zustände waren meist von einem leisen Klirren begleitet. Sie machen den Eindruck von Schwebungserscheinungen und kommen möglicherweise durch irgendeine Wechselwirkung zwischen der schwingenden Quarzscheibe und den benachbarten Kondensatorplatten zustande. Die Fig. 10 und 11 zeigen zwei dieser labilen Schwingungsformen.

Herrn Prof. P. Pringsheim, der die Anregung zu dieser Arbeit gab, bin ich für sein dauerndes Interesse an deren Fortgang sowie für vielen wertvollen Rat und liebenswürdige Unterstützung zu großem Dank verpflichtet.

Auch Herrn Prof. Karolus möchte ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen für die freundlichen Ratschläge und Hinweise, die er mir bezüglich Konstruktion und Behandlung der Kerrzellen gab.

Lebenslauf.

Als Sohn des Kaufmanns Alexander Duschinsky, am 26. 2. 1907 zu Gablonz a. N., Tschechoslowakei, geboren, besuchte ich, Fritz Duschinsky, die dortige fünfklassige Volksschule und das dortige Staatsrealgymnasium, an dem ich 1926 die Reifeprüfung ablegte. 1926—1927 studierte ich Physik an der Deutschen Universität zu Prag, 1927—1928 besuchte ich die Pariser Universität und 1928—1932 arbeitete ich an meiner Doktorarbeit, die ich unter der Leitung von Herrn Professor Peter Pringsheim am physikalischen Institut der Universität Berlin ausführte.

Meine verehrten akademischen Lehrer waren: Frau Prof. M. Curie und die Herren Professoren Berwald, Borel, Czerny, Darmois, Décombe, Fabry, Ph. Frank, Funk, Guillet, Koehler, Ladenburg, Pick, P. Pringsheim, Rausch von Traubenberg, Reichenbach, Schrödinger, Spitaler, Winternitz.